

ХВИЛЬОВА ФУНКЦІЯ ДЕЙТРОНА Й ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ В A(d,d')X-РЕАКЦІЇ

В. І. Жаба

Ужгородський національний університет, кафедра теоретичної фізики,
вул. Волошина, 54, Ужгород, 88000, Україна

(Отримано 18 вересня 2018 р.)

За отриманими коефіцієнтами аналітичної форми хвильової функції дейтрона в координатному зображенні для нуклон-нуклонних потенціалів Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93) і потенціалу Argonne v18 розраховано поляризаційні спостережувані в A(d,d')X-реакції. Обчислені значення величин тензорної A_{yy} і векторної A_y аналізуючих здатностей порівнюємо з експериментальними даними в t -масштабуванні для непружного розсіяння дейтронів на водні, вуглеці та берилію. Для теоретичного опису застосовано формалізм опису поляризаційних характеристик у моделях імпульсного наближення плоских хвиль та обміну ω -мезоном. У моделі імпульсного наближення плоских хвиль також оцінено теоретичні значення тензор-тензорної K_{yy} та вектор-векторної K_y передач поляризації, а в підході обміну ω -мезоном — векторні й тензорні коефіцієнти передачі поляризації. У рамках моделі обміну ω -мезоном також приведені результати A_{yy} для Ропер-резонансу та алгебраїчної колективної моделі. Додатково порівнюємо одержані дані для поляризаційних спостережуваних з теоретичними оцінками для інших трьох потенціальних моделей (Paris, CDBonn та MT). Задовільність теоретичних оцінок аналізуючих здатностей їхніми експериментальними даними у різних областях t -масштабування детально проаналізовано залежно від застосованої моделі опису A(d,d')X-реакції та вибору потенціальної моделі. Згодом одержані значення A_{yy} , K_{yy} , K_y можуть бути застосовані для знаходження парціальних і спин-фліп перерізів, а також опису подвійного диференціального перерізу для відомих спектрів енергії збудження в реакції $^{12}\text{C}(d,d')$.

Ключові слова: дейтрон, хвильова функція, A(d,d')X-реакція, імпульсне наближення, обмін ω -мезоном, аналізуюча здатність, передача поляризації.

DOI: <https://doi.org/10.30970/jps.23.1102>

PACS number(s): 13.40.Gp, 13.88.+e, 21.45.Bc, 03.65.Nk

I. ВСТУП

Дейтрон — найпростіше ядро, яке складається з двох елементарних частинок — протона та нейтрона. Простота та наочність будови дейтрона завжди слугувала зручною лабораторією для наочного моделювання й структурного аналізу нуклон-нуклонних сил. Незважаючи на детальне теоретичне й експериментальне вивчення, на сьогодні дейтрон викликає незгаданий інтерес з огляду на певні теоретичні неузгодженості у поведінці хвильової функції. Так, зокрема, згідно з оглядом [1], у низькій праць хвильова функція дейтрона (ХФД) в координатному зображенні має вузли поблизу початку координат. Наявність таких вузлів основного і єдиного стану дейтрона свідчить про неузгодженості й неточності в реалізації чисельних алгоритмів під час розв'язання подібних задач або ж про особливості сконструйованих потенціальних моделей дейтрона.

Дейтрон — це мішень для електронного пучка або частинка, що розсіюється на протоні і ядрах. Так, наприклад, у [2] наведено результати для спин-залежного розсіяння електронів на поляризованих протонах і дейтронах для експерименту BLAST в MIT-Bates. У [3] досліджено радіаційні поправ-

ки до поляризаційних спостережуваних у пружному ед-розсіянні в лептонних змінних. У [4] проведено глобальний аналіз даних квазіпружного ед-розсіяння в наближенні слабких зв'язків. На електрон-позитронному накопичувачі VEPP-3 [5] проведено експерименти з роздільного вимірювання формфакторів дейтрона в пружному ед-розсіянні в інтервалі переданих імпульсів $p^2 = 8 - 15 \text{ fm}^{-2}$. Подано результати вимірювання компонент аналізуючої здатності T_{2i} в реакції фотодезінтеграції тензорно-поляризованого дейтрона. Автори [5] вперше виміряли аналізуючі здатності для когерентного фотонародження нейтрального піона π^0 на тензорно-поляризованому дейтроні. У [6] розраховано тензорні спінові асиметрії мішені в когерентному π^0 -фотонародженні на дейтроні, включаючи проміжну η NN-взаємодію в тричастинковому підході.

У [7] досліджено спінові спостережувані в д-розсіянні й тестування T -інваріантності із застосуванням модифікованої теорії Глаубера. Повний набір дейтронних аналізуючих здатностей в пружному д-розсіянні за 190 MeV/нуклон наведено у [8]. Протонні й дейтронні аналізуючі здатності та 10 коефіцієнтів спінової кореляції були виміряні для пружного p+d-розсіяння за енергії падаючих протонів 135 та 200 MeV [9]. Експериментальні дані порівняно з розра-

хунками Фадєєва для потенціалів CD-Bonn і AV18. Векторна A_y й тензорні A_{xx} , A_{yy} аналізуючі здатності в пружному др-розсіянні за кінетичної енергії дейтрона $T_d = 1.2$ та 2.27 GeV одержані з використанням ANKE-спектрометра на кільці зберігання COSY [10]. Результати порівняно з іншими експериментальними даними та з прогнозами в межах множинного розсіяння теорії Глаубера.

Поляризаційні спостережувані реакцій ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ і ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$ для п'яти потенціалів та їх порівняння з експериментальними даними обговорено в [11]. Автори роботи [12] дослідили ефекти в поляризаційних спостережуваних у пружному лептон-дейтронному розсіянні з включенням мас лептона.

Для теоретичного вивчення механізмів і характеристик для переважної більшості вказаних процесів за участю дейтрона необхідне знання саме ХФД в координатному або імпульсному зображенні, а також формфакторів дейтрона.

У детальному огляді [1] систематизовано статичні параметри дейтрона, які отримані за ХФД для різних потенціальних моделей, і проведений огляд аналітичних форм ХФД в координатному зображенні. Тут же вказані як аналітичні форми, так і параметризації ХФД, необхідні для подальших розрахунків поляризаційних або спін-залежних характеристик процесів за участю дейтрона, а також зауважено, що ХФД у зручній формі необхідні для розрахунків поляризаційних характеристик дейтрона, а також для оцінки теоретичних значень спінових спостережуваних в др-розсіянні. Звісно, що ХФД можна використати і для розрахунків параметрів і характеристик реакцій типу (d,d').

У цій роботі застосовано аналітичні форми ХФД для теоретичних розрахунків набору поляризаційних спостережуваних в A(d,d')X-реакціях. Для чисельних обчислень використано нуклон-нуклонні реалістичні феноменологічні потенціали Неймегенської (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93) і Аргонської груп (Argonne v18).

II. АНАЛІТИЧНІ ФОРМИ ХФД

Серед великого й різноманітного переліку аналітичних форм ХФД в координатному зображенні потрібно виокремити параметризацію ХФД для Паризького потенціалу [13]

$$\begin{cases} u(r) = \sum_{j=1}^N C_j \exp(-m_j r), \\ w(r) = \sum_{j=1}^N D_j \exp(-m_j r) \left[1 + \frac{3}{m_j r} + \frac{3}{(m_j r)^2} \right], \end{cases} \quad (1)$$

де $m_j = \beta + (j-1)m_0$, $\beta = \sqrt{MB_d}$, $m_0 = 0.9 \text{ fm}^{-1}$. Тут M — нуклонна маса, B_d — енергія зв'язку дейтрона. Крайові умови при $r \rightarrow 0$:

$$u(r) \rightarrow r, \quad w(r) \rightarrow r^3.$$

Асимптотики хвильової функції дейтрона за $r \rightarrow \infty$:

$$\begin{aligned} u(r) &\sim A_S \exp(-\beta r), \\ w(r) &\sim A_D \exp(-\beta r) \left[1 + \frac{3}{\beta r} + \frac{3}{(\beta r)^2} \right], \end{aligned}$$

де A_S і A_D — асимптотики нормування S - і D -станів. Коефіцієнти розкладів (1) задовольняють умови [13]

$$\sum_{j=1}^N C_j = 0; \quad \sum_{j=1}^N D_j = \sum_{j=1}^N D_j m_j^2 = \sum_{j=1}^N \frac{D_j}{m_j^2} = 0.$$

Пошук коефіцієнтів аналітичної форми (1) був здійснений для Паризького [13] і для Боннських (OBERC [14] і CD-Bonn [15]) потенціалів та моделі fss2 (з кулонівським ядерним обміном [16], розрахованої за трьома різними схемами (ізоспіновою основою та базисом частинки з/без кулонівської сили) та баріон-баріонною взаємодією [17]), причому $N = 13, 11$ і 11 відповідно. Також формула (1) була застосована для MT моделі [18] за $N_S = 16$; $N_D = 12$.

У 2000-х рр. були також запропоновані нові аналітичні форми ХФД в координатному зображенні. До них належать такі, як параметризації Дубовиченка [19] і Бережного–Корди–Гаха [20], а також аналітична форма в такому простому вигляді [21]:

$$\begin{cases} u(r) = r \sum_{i=1}^N A_i \exp(-a_i r^2), \\ w(r) = r \sum_{i=1}^N B_i \exp(-b_i r^2). \end{cases} \quad (2)$$

ХФД (2) була застосована для апроксимації чисельних масивів радіальних хвильових функцій, отриманих для потенціалів Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93 і Reid93). Досліджувалась поведінка значення величини χ^2 залежно від кількості доданків розкладу N . У праці [22] запропоновано аналітичну форму для потенціалів Неймегенської групи (NijmI, NijmII і Nijm93)

$$\begin{cases} u(r) = r^{3/2} \sum_{i=1}^N A_i \exp(-a_i r^3), \\ w(r) = r \sum_{i=1}^N B_i \exp(-b_i r^3). \end{cases} \quad (3)$$

Зауважимо, що за $N = 11$ здійснено пошук [22] показника степеневі функції r^n , що фігурує як множник перед сумами експоненціальних членів аналітичної форми (3). У праці [23] формулу (3) застосовано для апроксимації ХФД для потенціалів Reid93 і Argonne v18. Одержані хвильові функції для вказаних потенціалів не містять надлишкових вузлів.

Параметри ХФД в “одягненій” дибаріонній моделі (DDM) [24] були одержані із застосуванням аналітичної форми [25]

$$\begin{cases} u(r) = r \sum_{i=1}^N A_i \exp(-a_i r^2), \\ w(r) = r^3 \sum_{i=1}^N B_i \exp(-b_i r^2). \end{cases} \quad (4)$$

У цій праці для апроксимації розрахованих ХФД застосовано форми у вигляді (2). За мінімальних χ^2 оптимальним значенням доданків сум розкладу було число $N = 14 - 17$.

III. ПАРАМЕТРИ ДЕЙТРОНА

Якщо відомі хвильові функції (2) в координатному зображенні, тоді можна розрахувати параметри дейтрона [15]:

– радіус (“matter radius”) дейтрона:

$$r_d = \frac{1}{2} \left\{ \int_0^\infty r^2 [u^2(r) + w^2(r)] dr \right\}^{1/2}; \quad (5)$$

– електричний квадрупольний момент:

$$Q_d = \frac{1}{20} \int_0^\infty r^2 w(r) [\sqrt{8}u(r) - w(r)] dr; \quad (6)$$

– магнітний момент:

$$\mu_d = \mu_s - \frac{3}{2} \left(\mu_s - \frac{1}{2} \right) P_D; \quad (7)$$

– внесок D -стану:

$$P_D = \int_0^\infty w^2(r) dr; \quad (8)$$

– асимптотика D/S -стану:

$$\eta = A_D/A_S. \quad (9)$$

У формулі (7) величина $\mu_s = \mu_n + \mu_p$ – це сума магнітних моментів нейтрона і протона. Значення розрахованого магнітного моменту дейтрона наведено в

ядерних магнетонах μ_N . Крім цих параметрів, визначають й асимптотики нормування S - і D -станів (величини A_S і A_D відповідно), ефективний радіус ρ_d в [fm], інверсний радіус в [1/fm], а також радіуси дейтрона R_r і $R_{n.r.}$ в релятивістській чи нерелятивістській кінематиці відповідно. Причому радіус одержують як $R = 1/\beta$. Співвідношення між енергією зв'язку B_d і параметром β , що визначає радіус дейтрона [15] для релятивістської кінематики:

$$B_d = M_p + M_n - \sqrt{M_p^2 - \beta^2} - \sqrt{M_n^2 - \beta^2}, \quad (10)$$

де M_p, M_n – маси протона і нейтрона. Також важливими параметрами є величини нормування хвильової функції [26]

$$N^2 = A_S^2(1 + \eta^2) \quad (11)$$

і радіальні моменти дейтрона [27]

$$\langle r^n \rangle_u = \int_0^\infty r^n u^2(r) dr; \quad \langle r^n \rangle_w = \int_0^\infty r^n w^2(r) dr;$$

$$\langle r^n \rangle_{uw} = \int_0^\infty r^n u(r)w(r) dr.$$

Саме останні дають внесок у радіус r_d і квадрупольний момент Q_d дейтрона

$$r_d = \frac{1}{2} \{ \langle r^2 \rangle_u + \langle r^2 \rangle_w \}^{1/2}; \quad (12)$$

$$Q_d = \frac{\sqrt{8}}{20} \langle r^2 \rangle_{uw} - \frac{1}{20} \langle r^2 \rangle_w. \quad (13)$$

Потенціал	P_D (%)	r_m (fm)	Q_d (fm ²)	μ_d (μ_N)	η	A_S (fm ^{-1/2})	N^2 (fm ⁻¹)
Nijm I (2)	5.66534	1.9663	0.2715	0.8475	0.02678	0.8856	0.7848
Nijm I [26, 30, 31]	5.664	1.9666	0.2719	—	0.02534	0.8841	0.7821
Nijm II (2)	5.63664	1.9673	0.2700	0.8477	0.02707	0.8869	0.7871
Nijm II [26, 30, 31]	5.635	1.9675	0.2707	—	0.02521	0.8845	0.7828
Nijm 93 (2)	5.75507	1.9650	0.2684	0.8470	0.02578	0.8793	0.7737
Nijm 93 [26, 30, 31]	5.755	1.966	0.2706	—	0.02524	0.8842	0.7823
Reid 93 (2)	5.69901	1.9680	0.2694	0.8473	0.02630	0.8861	0.7857
Reid 93 [26, 30, 31]	5.699	1.9686	0.2703	—	0.02514	0.8853	0.7843
Av18 (2)	5.76127	1.9631	0.2630	0.8469	0.02596	0.8848	0.7834
Av18 [33]	5.76	1.967	0.270	0.847	0.0250	0.8850	—
Paris [32]	5.77	—	0.279	0.853	0.02608	—	—
CD-Bonn [15]	4.85	1.966	0.270	—	0.0256	0.8846	—
N ³ LO [34]	4.51	1.978	0.285	—	0.0256	0.8843	—
Oxford [35]	5.604	1.9767	0.2871	—	0.0262	0.8918	—
fss2 [17]	5.52	1.961	0.270	—	0.0252	—	—
Експ. [29]	—	1.975	0.2859	0.8574	0.0256	—	—

Таблиця 1. Параметри дейтрона.

У теорії дифракції дейтрон-ядерної взаємодії [28] для визначення значень перерізів пружного, непружного і дейтрон-ядерного розсіяння, дифракційної дисоціації та абсорбції дейтрона та реакції інклюзивної зачистки важливою характеристикою є радіус дейтрона

$$R_d = \int_0^{\infty} r [u^2(r) + w^2(r)] dr. \quad (14)$$

Розраховані деякі з указаних параметрів дейтрона наведено в таблиці 1. Вони добре узгоджуються з наявними експериментальними даними [29] і теоретичними результатами в оригінальних працях [26, 30, 31, 33] для вказаних потенціалів, а також добре корелюють з результатами для інших потенціальних моделей (Paris [32], CD-Bonn [15], Idaho N³LO [34], Oxford [35], fss2 [17]).

IV. ПОЛЯРИЗАЦІЙНІ СПОСТЕРЕЖУВАНІ В A(D,D')X-РЕАКЦІЯХ

Експериментальне визначення величин поляризаційних характеристик реакції фрагментації дейтрона A(d,p)X та (d,d')-реакції непружного розсіяння дейтрона на ядрах [36] — один з основних інструментів дослідження структури дейтрона. Крім цього, реакції непружного розсіяння дейтронів використовують також для вивчення властивостей і утворення баріонних резонансів.

Внесок синглетного розпаду в амплітуду та інших пружних розсіюючих спостережуваних для реакції ⁵⁸Ni(d,d)⁵⁸Ni за енергії дейтрона 400 MeV вивчений у роботі [37]. Включення зв'язку синглетних каналів призводить до більшого вкладу в розрахунках кутового розподілу для тензорної аналізуючої здатності A_{yy} , але незначний вклад в переріз і векторну аналізуючу здатність A_y . Це відбувається через динамічно викликану T_L тензорну взаємодію. Тензорна і векторна аналізуючі здатності для дейтронів, що виникають в непружному розсіянні дейтронів на ⁵⁸Ni, як функція енергії відбитих дейтронів наведені в [38], а переріз процесу ⁵⁸Ni(d,d')⁵⁸Ni за $E_d = 21.6$ і 80 MeV — в [39].

У [40] наведені результати вимірювання перерізів та аналізуючих здатностей A_y та A_{yy} для пружного й непружного розсіяння дейтронів зі спін-фліп та не спін-фліп станів в ¹²C, що наближаються до енергії 270 MeV. Дані порівнюються з розрахунками імпульсного наближення мікроскопічної спотвореної хвилі, де ефективна взаємодія падаючої частинки (нуклона) взята з трьохнуклонної t -матриці, яка дана строгими підрахунками Фадеєва для проміжкових енергій.

У [41] обговорено експериментальні дані для аналізуючої здатності T_{20} , якщо $p_d = 4.5; 5.53; 9$ GeV/c. Дані $T_{20}(t)$ в (d,d')-розсіянні порівнюються з $t_{20}(t)$ для пружного (e,d)-розсіяння. У випадку ω -обміну

в колінеарній кінематиці $t_{20}(t) \sim T_{20}(t)$, і вони пов'язані з електромагнітними формфакторами дейтрона, а також зі співвідношенням $r(t)$ для поздовжніх та поперечних ізоскалярних формфакторів для N*-збудження, яке в досліджуваній кінематичній ділянці $p = 0 - 6 \text{ fm}^{-1}$ буде ненульовим лише для Ропер та $P_{11} + D_{13} + S_{11}$ резонансів. У [41] порівнюється одержана JINR інклюзивна тензорна аналізуюча здатність A_{yy} для непружного розсіяння p(d,d')X з ексклюзивними даними A_{yy} для SPES4- π установки [42] для p(d,d')N π , p(d,d')N $\pi\pi$ процесів за момента пучка дейтронів 3.73 GeV/c.

Плідними є експериментальні дослідження диференціального перерізу, векторної iT_{11} і тензорних T_{20} , T_{22} аналізуючих здатностей у пружному та непружному розсіянні поляризованих дейтронів на середніх і важких ядрах (наприклад, на ⁴⁸Ca, ⁶³Cu, ⁸⁸Sr, ^{90,92}Zr, ⁹²Mo за енергії дейтронів 15 MeV [43] і на ізотопах самарію ^{144,148,150,152,154}Sm [44] при 56 MeV). Теоретичні оцінки здійснені в межах Борівського наближення спотворених хвиль (DWBA) з використанням оптичного потенціалу. В [45] застосовано континуум дискретних зв'язаних каналів (CDCC) для розрахунку диференціального перерізу пружного та непружного розсіянь дейтрона на ²⁴Mg при 60–70 MeV і 72–90 MeV.

Для оцінки поляризаційних спостережуваних в A(d,d')X-реакціях можна застосувати моделі імпульсного наближення плоских хвиль та обміну ω -мезоном.

V. МОДЕЛЬ ІМПУЛЬСНОГО НАБЛИЖЕННЯ ПЛОСКИХ ХВИЛЬ

У межах моделі імпульсного наближення плоских хвиль (ІНПХ або PWIA) автори [36] аналізуються раніше одержані експериментальні дані [46] тензорної та векторної аналізуючих здатностей у реакції непружного розсіяння дейтронів на вуглеці за початкового імпульсу дейтрона 9 GeV/c і кута детектування вторинних дейтронів 85 мрад в області збудження резонансу масою 2190 MeV/c².

Результати експериментального дослідження тензорної A_{yy} та векторної A_y аналізуючих здатностей за непружного розсіяння дейтронів з імпульсом 4.5 GeV/c на берилії під кутом 80 мрад поблизу збудження баріонних резонансів наведені в [47]. Значення A_{yy} добре узгоджуються з даними експериментів за нульового кута й демонструють приблизне t -масштабування до ~ 0.9 (GeV/c)². У [48] наведені експериментальні дані аналізуючих здатностей у непружному розсіянні дейтронів з імпульсом 5.0 GeV/c на берилії під кутом 178 мрад в околі збудження баріонних резонансів масою до ~ 1.8 GeV/c². Причому дані величини A_{yy} добре корелюють з попередніми результатами за 4.5 і 5.5 GeV/c. Результати цих експериментів порівнюються з прогнозами моделей з множинним розсіянням, ІНПХ та моделями обміну ω -мезонами.

У праці [49] виміряно кутову залежність аналізуючих здатностей у непружному розсіянні дейтронів

з імпульсом 9.0 ГеВ/с на водні та вуглеці. Діапазон вимірювань відповідає баріонному резонансному збудженню з масою $\sim 2.2 - 2.6$ ГеВ/с². Ці ж дані демонструють приблизне t -масштабування до -1.5 (ГеВ/с)². Великі значення величини A_y вказали на значну роль спін-залежної частини елементарної амплітуди реакції NN \rightarrow NN*.

Величини тензорної A_{yy} і векторної A_y аналізуючих здатностей можна експериментально отримати з чисел дейтронів n^+ , n^- , n^0 , зареєстрованих для різних мод поляризації пучка p_z , p_{zz} і нормованих на інтенсивність пучка з урахуванням ефекту мертвого часу установки [48]:

$$A_{yy} = 2 \frac{p_z^-(n^+/n^0 - 1) - p_z^+(n^-/n^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}; \quad (15)$$

$$A_y = -\frac{2}{3} \frac{p_{zz}^-(n^+/n^0 - 1) - p_{zz}^+(n^-/n^0 - 1)}{p_z^- p_{zz}^+ - p_z^+ p_{zz}^-}. \quad (16)$$

У роботі [48] експериментальні дані для A_y і A_{yy} виміряні за імпульсу вторинного дейтрона p , ширини прийняття імпульсу Δp , недостатньої маси M_X та 4-імпульсу t . Якщо реакція відбувається на мішені з масою протона m_p , тоді передача 4-імпульсу t і недостатня маса M_X співвідносяться так

$$M_X^2 = t + m_p^2 + 2m_p Q,$$

де Q — різниця енергії між падаючими та розсіяними дейтронами.

До речі, у [50] залежність від 4-моменту t для диференціальних перерізів реакцій (d,d')X визначається як

$$\frac{d^2\sigma}{dt dM_X^2} \sim e^{-b|t|},$$

де b — параметр нахилу залежно від M_X .

Тензорну й векторну аналізуючі здатності в ІНПХ теоретично розраховують за такими формулам [36]:

$$A_{yy} = \frac{T_{00}^2 - T_{11}^2 + 4P^2 T_{10}^2}{T_{00}^2 + 2T_{11}^2 + 4P^2 T_{10}^2}; \quad (17)$$

$$A_y = 2\sqrt{2}P \frac{(T_{11} + T_{00})T_{10}}{T_{00}^2 + 2T_{11}^2 + 4P^2 T_{10}^2}; \quad (18)$$

де $T_{ij}(p/2)$ — амплітуди, які визначають за радіальними ХФД в координатному зображенні $u(r)$ і $w(r)$:

$$T_{00} = S_0(p/2) + \sqrt{2}S_2(p/2); T_{11} = S_0(p/2) - \frac{1}{\sqrt{2}}S_2(p/2);$$

$$T_{10} = \frac{i}{\sqrt{2}} \int_0^\infty \left(u^2 - \frac{w^2}{2}\right) j_0 dr + \frac{i}{2} \int_0^\infty w \left(u + \frac{w}{\sqrt{2}}\right) j_2 dr.$$

Тут S_0 і S_2 — сферичний (зарядовий) і квадрупольний формфактори дейтрона

$$S_0(p/2) = S_0^{(1)} + S_0^{(2)}; \quad (19)$$

$$S_2(p/2) = 2S_2^{(1)} - \frac{1}{\sqrt{2}}S_2^{(2)}, \quad (20)$$

виражаються через елементарні сферичні $S_0^{(i)}$ та квадрупольні $S_2^{(i)}$ формфактори [36, 51] у вигляді

$$S_0^{(1)} = \int_0^\infty u^2 j_0 dr; \quad S_0^{(2)} = \int_0^\infty w^2 j_0 dr; \quad (21)$$

$$S_2^{(1)} = \int_0^\infty uw j_2 dr; \quad S_2^{(2)} = \int_0^\infty w^2 j_2 dr. \quad (22)$$

Тут j_0 , j_2 — сферичні функції Бесселя нульового і другого порядку від аргументу $pr/2$; p — імпульс. Крім цього, у праці [51] формули (21) і (22) записані з аргументом pr . У роботі [52] одержана параметризація формфакторів (21) і (22) для ХФД (2).

У межах ІНПХ також можна розрахувати величини тензор-тензорної та вектор-векторної передачі поляризації відповідно до [36]:

$$K_{yy} = \frac{5T_{11}^2 + T_{00}^2 - 8P^2 T_{10}^2}{T_{00}^2 + 2T_{11}^2 + 4P^2 T_{10}^2}; \quad (23)$$

$$K_y = 2 \frac{T_{00} T_{11} + 2P^2 T_{10}^2}{T_{00}^2 + 2T_{11}^2 + 4P^2 T_{10}^2}. \quad (24)$$

Згідно з [36] у формулах (17) і (18) введений параметр $P = a \cdot p$ характеризує відношення спін-залежної та незалежної від спіну частин амплітуд процесу NN \rightarrow NN*(2190):

$$P = \frac{f^{sf}(p)}{f^{nf}(p)}. \quad (25)$$

Тут амплітуди $f^{sf}(p)$ і $f^{nf}(p)$ можуть бути параметризовані у формі [36]

$$f^{sf}(p) = i\sqrt{\frac{A_s}{\pi}} \exp\left(-\frac{B_s p^2}{2}\right);$$

$$f^{nf}(p) = i\sqrt{\frac{A_n}{\pi}} \exp\left(-\frac{B_n p^2}{2}\right),$$

де A_s , B_s , A_n , B_n — константи. Значення констант A_n і B_n можна визначити з експериментальних даних зі збудження резонансу N*(2190) в рр-взаємодіях. Якщо параметри B_s і B_n для експонент збігаються, тоді параметр P буде лінійною функцією.

VI. МОДЕЛЬ ОБМІНУ ω -МЕЗОНОМ

У межах моделі обміну ω -мезоном [53, 54] тензорну аналізуючу здатність у непружному розсіянні дейтрона запишемо так [47, 50]:

$$A_{yy} = \frac{V_1^2 + (2V_0V_2 + V_2^2)\rho}{4V_1^2 + (3V_0^2 + V_2^2 + 2V_0V_2)\rho}, \quad (26)$$

де $\rho = \sigma_L/\sigma_T$ — співвідношення перерізів поглинання нуклонами віртуальних ізоскалярних фотонів з подовжною та поперечною поляризаціями [54]; структурні функції V_0 , V_1 і V_2 записано через електричний G_C , магнітний G_M та квадрупольний G_Q формфактори дейтрона [53, 54]:

$$V_0 = \sqrt{1 + \tau} \left(G_C - \frac{2}{3}\tau G_Q \right);$$

$$V_1 = \sqrt{\tau} G_M; V_2 = \frac{\tau}{\sqrt{1 + \tau}} \left[-G_C + 2 \left(1 - \frac{1}{3}\tau \right) G_Q \right].$$

Тут $\tau = -\frac{t}{4M_p^2}$. До речі, формфактори G_i визначаємо за (21) і (22). Співвідношення ρ характеризує відносну роль подовжніх і поперечних ізоскалярних збуджень під час переходу $\omega + N \rightarrow X$. У випадку Ропер-збудження [54]

$$\rho_R = \frac{|A_l^p + A_l^n|^2}{|A_{1/2}^p + A_{1/2}^n|^2},$$

де A_l^N ($A_{1/2}^N$) — повздовжній (поперечний) формфактор $P_{11}(1440)$ збудження на протоні ($N = p$) чи нейтроні ($N = n$). У разі резонансного N^* збудження відношення ρ можна записати у формі [47, 54]

$$\rho_{N^*} = \frac{|A_l^p + A_l^n|^2}{|A_{1/2}^p + A_{1/2}^n|^2 + |A_{3/2}^p + A_{3/2}^n|^2} = \sigma_L/\sigma_T, \quad (27)$$

де $A_{1/2}^N$ і $A_{3/2}^N$ — два поперечні формфактори, що відповідають значенням загальної спіральності системи $\gamma^* + N$ відповідно $1/2$ й $3/2$. У праці [50] зазначено, що тензорна аналізуюча здатність A_{yy} в моделі обміну ω -мезоном в t -каналі може бути записана як сума двох частин, які визначаються електромагнітними властивостями дейтрона і формфакторами для $N \rightarrow N^*$ переходу.

У праці [53] розраховано векторні (тензорні) коефіцієнти передачі поляризації $k_a^{a'}$ ($k_{aa}^{a'a'}$) (з $a = x, y$ або z) від початкових до кінцевих позначень дейтронів для процесу $d + p \rightarrow d + X$ в σ - і ω -обмінних моделях:

$$k_y^{y'} = k_x^{x'} = \frac{3}{2} \frac{V_1^2 + (V_0V_2 + V_0^2)\rho}{4V_1^2 + (3V_0^2 + V_2^2 + 2V_0V_2)\rho}; \quad (28)$$

$$k_z^{z'} = \frac{3}{2} \frac{V_1^2 + V_0^2\rho}{4V_1^2 + (3V_0^2 + V_2^2 + 2V_0V_2)\rho}; \quad (29)$$

$$k_{xx}^{x'x'} = k_{yy}^{y'y'} = k_{xy}^{x'y'} = k_{yx}^{y'x'} = \frac{V_0^2\rho}{4V_1^2 + (3V_0^2 + V_2^2 + 2V_0V_2)\rho}; \quad (30)$$

$$k_{zz}^{z'z'} = \frac{-2V_1^2 + (V_0 + V_2)^2\rho}{4V_1^2 + (3V_0^2 + V_2^2 + 2V_0V_2)\rho}; \quad (31)$$

$$k_{xz}^{x'z'} = k_{yz}^{y'z'} = \frac{-2V_1^2 + (V_0^2 + 2V_0V_2)\rho}{4V_1^2 + (3V_0^2 + V_2^2 + 2V_0V_2)\rho}. \quad (32)$$

Зв'язок векторних коефіцієнтів передачі поляризації з тензорною аналізуючою здатністю задано виразом [53]

$$-\sqrt{2}A_{yy} - \frac{3}{\sqrt{2}}k_z^{z'} + \frac{9}{2\sqrt{2}}k_y^{y'} = 0.$$

Згідно з результатами [53], найбільша чутливість значень $k_y^{y'}$ до ρ є в ділянці $p > 3 \text{ fm}^{-1}$, а положення нуля сильно залежить від величини ρ .

Граничні умови за $\rho \rightarrow 0$ для поляризаційних величин (26), (28)–(32) будуть записані у вигляді

$$A_{yy} = \frac{1}{4}; \quad k_y^{y'} = \frac{3}{8}; \quad k_z^{z'} = \frac{3}{8};$$

$$k_{xx}^{x'x'} = 0; \quad k_{zz}^{z'z'} = -\frac{1}{2}; \quad k_{xz}^{x'z'} = -\frac{1}{2}.$$

За умови $\rho \gg 0$ або якщо знехтувати внесок магнітного формфактору V_1 , тоді поляризаційна здатність $T_{20} = -\sqrt{2}A_{yy}$ не залежить від ρ і збігається з t_{20} для пружного ед-розсіяння.

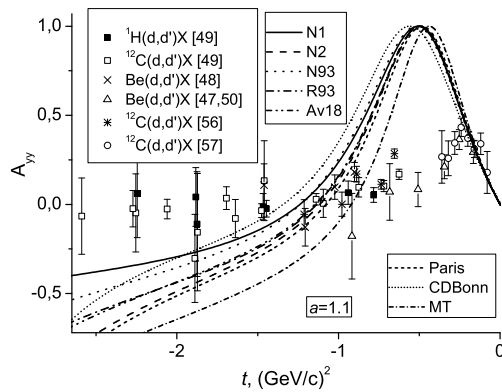
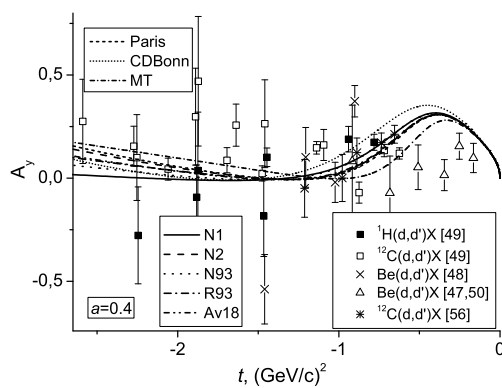
У [55] наведені ненульові векторні коефіцієнти передачі поляризації для σ -продукту реакції $p + d \rightarrow p + \sigma + X$:

$$K_y^{y'} = K_x^{x'} = \frac{R}{4 + R}; \quad K_z^{z'} = -\frac{-4 + R}{4 + R};$$

$$\text{де } R^{-1} = \frac{V_1^2}{(3V_0^2 + V_2^2 + 2V_0V_2)\rho}.$$

VII. РОЗРАХУНКИ ТА ЇХ ОБГОВОРЕННЯ

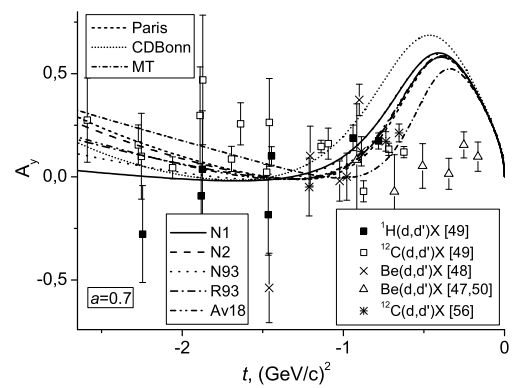
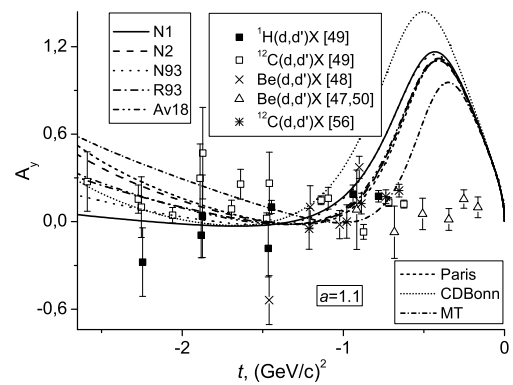
Використовуючи ХФД (2) для потенціалів NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93 і Argonne v18, розраховано теоретичні значення тензорної A_{yy} та векторної A_y аналізуючих здатностей у межах ІНПХ за формулами (17) та (18) відповідно. Причому для параметра P вибрано аргумент $a = 0.4 \div 1.1$. Результати чисельних розрахунків показані на рис. 1–4, де використано t -масштабування згідно з елементарним записом за формулою $t = -(0.197326p)^2$ за одиниць імпульсу p в $[\text{fm}^{-1}]$ і t -масштабування в $[(\text{GeV}/c)^2]$. Теоретичні оцінки величин A_{yy} й A_y порівнюються з експериментальними даними для реакції типу (d,d') на легких ядрах: на водні [49], вуглеці [49, 56, 57], берилії [47, 48, 50]. З даних [57] тензорна аналізуюча здатність визначається за формулою: $A_{yy} = -T_{20}/\sqrt{2}$.


 Рис. 1. Тензорна аналізуюча здатність A_{yy} при $a = 1.1$.

 Рис. 2. Векторна аналізуюча здатність A_y при $a = 0.4$.

Тензорна аналізуюча здатність A_{yy} , згідно з (17), слабо залежить від параметра P . Якщо спін-залежна частина амплітуди в формулі для параметра (25) дорівнює нулеві, тоді формула (17) буде записана як [36]

$$A_{yy} = \frac{1}{2} \frac{S_2^2(p/2) + 2\sqrt{2}S_0(p/2)S_2(p/2)}{S_0^2(p/2) + S_2^2(p/2)}, \quad (33)$$

тобто A_{yy} визначається тільки сферичним і квадрупольним формфакторами дейтрона. Розрахунки за формулами (17) і (33) практично збігаються, якщо задано параметр $a = 0.4 - 1.1$. Тому достатньо навести розрахунки A_{yy} за $a = 1.1$ (детальний опис χ^2 за різних a див. нижче). В ІНПХ отримана аналізуюча здатність A_{yy} добре узгоджується з експериментальними даними до $|t| = 0.2$ $(\text{GeV}/c)^2$ і в середині інтервалу $0.8-1.9$ $(\text{GeV}/c)^2$. За 0.5 $(\text{GeV}/c)^2$ в A_{yy} наявний максимум, хоча експериментальних точок не так і багато, щоб стверджувати про суперечність теорії з експериментом. Якщо великі імпульси $2-2.6$ $(\text{GeV}/c)^2$, то розрахована величина A_{yy} дещо нижча, ніж результати експериментальних досліджень.


 Рис. 3. Векторна аналізуюча здатність A_y при $a = 0.7$.

 Рис. 4. Векторна аналізуюча здатність A_y при $a = 1.1$.

На відміну від розрахованої величини тензорної аналізуючої здатності A_{yy} , її векторна компонента A_y сильно залежить від параметра P і краще збігається з експериментом, якщо $a = 0.4$ в усьому інтервалі імпульсів взаємодії. Зі збільшенням a від 0.4 до 1.1 для малих імпульсів $|t|$ до 1 $(\text{GeV}/c)^2$ величина A_y різко зростає в 4.5–5 разів. Причому максимум розміщений в околі $|t| = 0.4$ $(\text{GeV}/c)^2$. Потрібно звернути увагу на таку характерну особливість величини A_y , що вона в середині інтервалу вибраного

t -масштабування 1.25–1.6 (GeV/c)² практично суттєво не залежить від заданого параметра a . Для великих значень $|t|$ до (GeV/c)² зі збільшенням параметра a спостерігаємо стрімке зростання A_y для більшості потенціальних моделей, унаслідок чого утворюється візуальний “хвіст”. На жаль, вище від $|t| = 2.589$ (GeV/c)² відсутні експериментальні дані, тому було б цікаво дослідити A_y за більших значень імпульсів.

Спільною особливістю як для тензорної, так і для векторної компонент аналізуючої здатності в ІНПХ є те, що вони за малих імпульсів до 0.3 (GeV/c)² слабо відрізняються від вибору потенціальних моделей, а за великих імпульсів видно чітку диференціацію залежно від нуклон-нуклонного потенціалу.

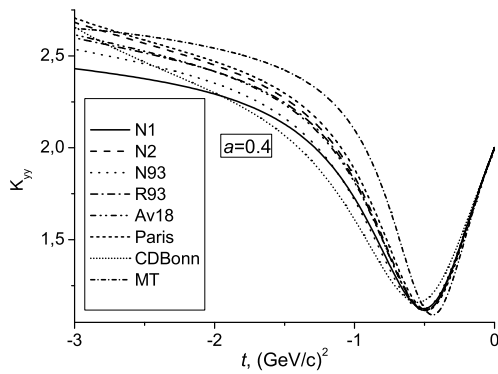


Рис. 5. Тензор-тензорна передача поляризації K_{yy} при $a = 0.4$.

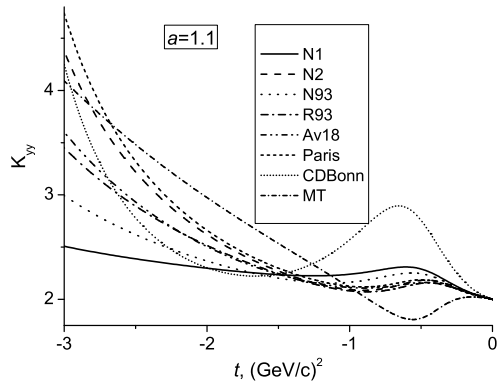


Рис. 6. Тензор-тензорна передача поляризації K_{yy} при $a = 1.1$.

У працях [36, 49] наведено результати розрахунків аналізуючих здатностей, одержаних з ХФД для Паризького та трьох версій (А, В, С) Боннського потенціалів. За $a=0.4$ величина A_{yy} перетинає нуль у ділянці $|t| = 1.0 - 1.2$ (GeV/c)², а векторна здатність A_y , розрахована для Паризького потенціалу краще корелює з експериментальними даними, ніж для Боннського потенціалу ($a = 0.3 - 0.4$), і до $|t| = 1.0$ (GeV/c)² визначається спін-залежною частиною амплітуди елементарного процесу $NN \rightarrow NN^*(2190)$.

Зазначимо той факт, що результати розрахунків A_{yy} і A_y як в [36, 49] для Паризького і Боннського потенціалів, так і в цій роботі для потенціалів NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93, Argonne v18 сильно відрізняються від експериментальних даних у межах $|t| = 0 - 1.0$ (GeV/c)². До того ж наявний певний розкид даних експериментальних точок для близьких вимірів. Звісно, що цікаво одержати аналізуючі здатності реакції $A(d,d')X$ на згаданих мішенях за проміжкових значень початкового імпульсу дейтрона і кутів детектування вторинних дейтронів.

У праці [36] зазначено, що відхилення величини A_{yy} від передбачень ІНПХ може бути пов'язане з внеском подвійних перерозсіань [58] (причому перерозсіання і кварковий обмін значно впливають на поляризаційні спостережувані реакції інклюзивного розвалу ¹²C(d,p) для кінематичної ділянки великих значень імпульсу в дейтроні) або з наявністю ненуклонних степеней вільності в дейтроні [59] (коли врахований вплив баріонних резонансів як домішки до дейтрона на імпульсних залежностях величин, спостережуваних у пружному др-розсіянні назад за високих енергій).

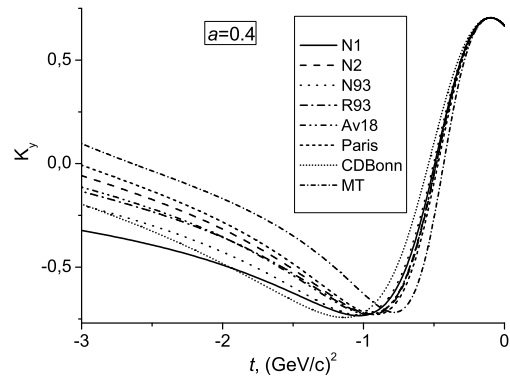


Рис. 7. Вектор-векторна передачі поляризації K_y при $a = 0.4$.

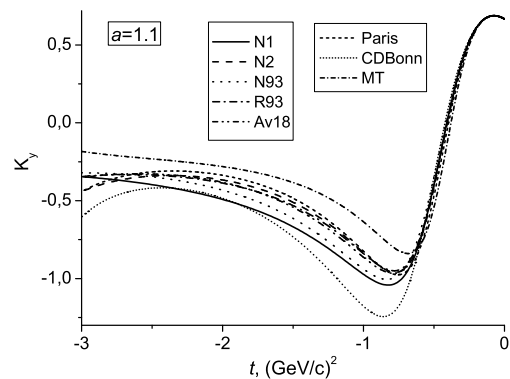


Рис. 8. Вектор-векторна передачі поляризації K_y при $a = 1.1$.

У праці [49] проаналізовано отримані експериментальні дані для аналізуючих здатностей і зазначено, що дані для величини A_{yy} до $|t| \leq 0.8$ (GeV/c)² відрізняються від розрахунків ІНПХ [36] для стандартних ХФД та від даних, одержаних в dp - і ed -пружних розсіянь, тобто така поведінка й відмінність указують на чутливість A_{yy} до збудження баріонного резонансу через взаємодію подвійного зіткнення.

На жаль, теоретичні оцінки в ІНПХ величин K_{yy} й K_y для потенціалів NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93, Argonne v18 (рис. 5–8) не вдалося порівняти з експериментальними даними, оскільки останні не знайдені в доступній науковій літературі. Тому актуальні експерименти з визначення цих поляризаційних спостережуваних. Формі K_{yy} характерний мінімум для $a = 0.4$ за імпульсів $p = 0.5$ (GeV/c)² та подальше різке зростання до 3 (GeV/c)². Але, якщо $a = 1.1$, то в K_{yy} спостерігаємо розбіжність для потенціальних моделей. Вектор-векторна компонента передачі поляризації K_y має вправо мінімум (в інтервалі $p = 0.8 - 1.2$ (GeV/c)², який досягає найменшого значення за $a = 1.1$. Максимум K_y розміщений в інтервалі $p = 0.05 - 0.15$ (GeV/c)². Спільною особливістю тензор-тензорної і вектор-векторної компонент передачі поляризації є те, що вони за малих імпульсів до 0.1 і 0.2 (GeV/c)² відповідно слабо відрізняються від роду потенціальних моделей, а вже за імпульсів $p > 0.3$ (GeV/c)² спостерігаємо чітку відмінність залежно від нуклон-нуклонного потенціалу.

У [36] зазначено, що в межах передбачень ІНПХ за $a = 0.4$ величини K_{yy} й K_y чутливі до ХФД Паризького та Боннського потенціалів, якщо $|t| \geq 0.5$ (GeV/c)². Величина K_y долає вершину 2/3 за 0.1 (GeV/c)² і перетинає нуль у ділянці $t \sim -0.6$ (GeV/c)². Тензор-тензорна передача поляризації K_{yy} приймає лише позитивні значення з мінімум 0.8–1.0 за $-t \sim 0.4 - 0.6$ (GeV/c)².

Розрахунки аналізуючих здатностей і передач поляризації для потенціалів NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93 і Argonne v18 порівнюються з теоретичними оцінками для інших трьох моделей: Paris [13], CD-Bonn [15], MT [18].

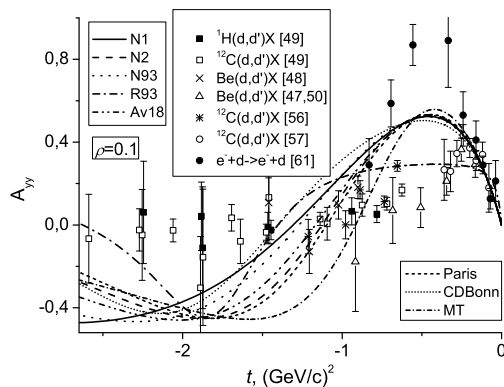


Рис. 9. Тензорна аналізуюча здатність A_{yy} при $\rho = 0.1$.

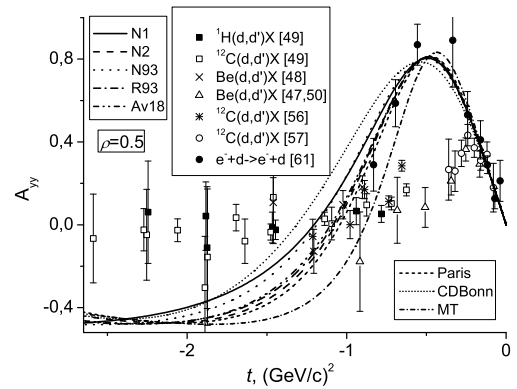


Рис. 10. Тензорна аналізуюча здатність A_{yy} при $\rho = 0.5$.

У [60] за ХФД вигляду (3) для потенціалів NijmI, NijmII, Nijm93 розраховані величини A_{yy} (за $a = 0.4$), A_y (за $a = 0.4; 1.0$ і 1.1), K_{yy} , K_y (за $a = 0.4$). Причому їх порівняно з результатами для трьох потенціальних моделей (OBERC [14], fss2 [16], DDM [24]).

Згідно з моделлю обміну ω -мезоном розраховано тензорну аналізуючу здатність A_{yy} (рис. 9 і 10). Як і в [53], одержані розрахунки ще додатково порівнюються з експериментальними даними T_{20} [61] для пружного процесу $e^- + d \rightarrow e^- + d$. Значення ρ може дорівнювати 0.01; 0.1; 0.5, як у [53], або бути розрахованим для Ропер та $S_{11}(1535)$, $D_{13}(1520)$, $S_{11}(1650)$ резонансів, як у [54, 55, 62, 63] для оцінки та аналізу T_{20} та k_y^y . Спільною особливістю для величин A_{yy} в моделі обміну ω -мезоном є те, що вони за малих імпульсів до 0.2 (GeV/c)² слабо відрізняються від вибору потенціалів. Для імпульсів $p > 2.2$ (GeV/c)² наявні близькі значення A_{yy} для різних потенціалів за $\rho = 0.5$ і їх різка відмінність за $\rho = 0.1$. У максимумі за ~ 0.45 (GeV/c)² A_y дає кращий опис експериментальних даних непружного (d,d')-розсіяння за $\rho = 0.1$, а не при 0.5, і навпаки, гірше для пружного процесу $e^- + d \rightarrow e^- + d$.

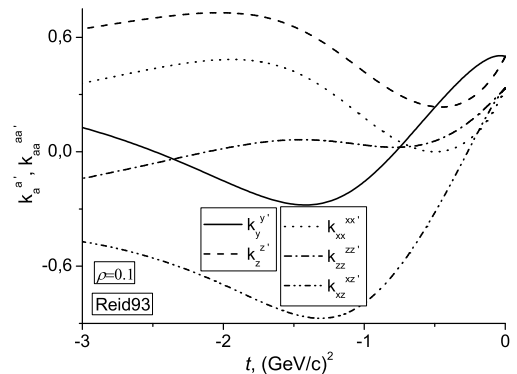


Рис. 11. Векторні і тензорні коефіцієнти передачі поляризації при $\rho = 0.1$. Потенціал Reid93

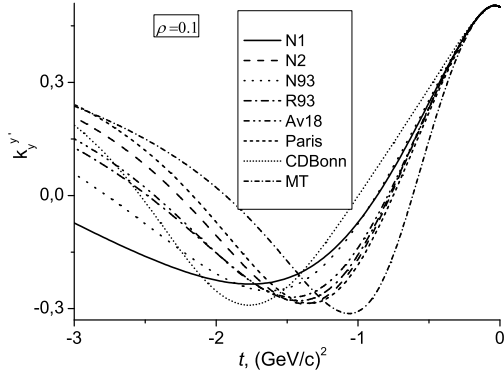


Рис. 12. Векторний коефіцієнт передачі поляризації $k_y^{y'}$ при $\rho = 0.1$.

Оскільки дані теоретичних розрахунків A_{yy} за $\rho = 0.1$ ліпше узгоджуються з експериментальними даними, ніж за $\rho = 0.5$, то саме для цього ж значення ρ досліджена поведінка векторних і тензорних коефіцієнтів передачі поляризації (див. рис. 11 наприклад, для потенціалу Reid93). На рис. 12 проілюстрована відмінність розрахованого векторного коефіцієнта передачі поляризації $k_y^{y'}$ залежно від вибору потенціалу. До речі, поведінка $k_y^{y'}$ подібна до форми залежності вектор-векторної передачі поляризації K_y за $a = 0.4$ (рис. 7). До 0.25 (GeV/c)^2 коефіцієнт $k_y^{y'}$ слабо відрізняється від вибору нуклон-нуклонного потенціалу, а за великих імпульсів видно чітку диференціацію залежно від потенціалу.

Асимптотика коефіцієнтів передачі поляризації $k_{aa}^{a'}$ ($k_{aa}^{a'a'}$) за $p \rightarrow 0$ визначається структурними функціями V_0 , V_1 і V_2 і приймає значення

$$k_y^{y'} = \frac{1}{2}; \quad k_z^{z'} = \frac{1}{2}; \quad k_{xx}^{x'} = \frac{1}{3}; \quad k_{zz}^{z'} = \frac{1}{3}; \quad k_{xz}^{x'} = \frac{1}{3}.$$

У таблицях 2–4 наведені χ^2 для наочного порівняння, щоб визначити, яка з вибраних теоретичних моделей краще описує експериментальні дані. Тут $\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (f_{\text{exp}} - f_{\text{theor}})^2$, де число експериментальних точок N для величин A_y і A_{yy} становило 37 і 45 відповідно. Оцінка величини χ^2 була проведена тільки для даних непружного (d,d')-розсіяння [47–50, 56, 57], тобто за винятком пружного процесу $e^- + d \rightarrow e^- + d$ [61].

Потенціал	$a=0.4$	$a=0.7$	$a=0.9$	$a=1.0$	$a=1.1$
NijmI	0.03865	0.06466	0.10421	0.13542	0.17844
NijmII	0.03622	0.05658	0.08783	0.11208	0.14484
Nijm93	0.03756	0.06271	0.10126	0.13160	0.17323
Reid93	0.03651	0.05612	0.08606	0.10924	0.14052
Argonne v18	0.03647	0.05653	0.08724	0.11105	0.14323
Paris	0.03615	0.05595	0.08635	0.10992	0.14175
CDBonn	0.04132	0.09005	0.17032	0.23928	0.34252
MT	0.03611	0.05048	0.07154	0.08711	0.10725

Таблиця 2. χ^2 для A_y (ІНПХ).

Потенціал	$a=0.4$	$a=0.7$	$a=0.9$	$a=1.0$	$a=1.1$
NijmI	0.15441	0.14693	0.13932	0.13462	0.12927
NijmII	0.15684	0.15622	0.15615	0.15639	0.15696
Nijm93	0.16603	0.15974	0.15331	0.14932	0.14477
Reid93	0.15339	0.15049	0.14768	0.14603	0.14421
Argonne v18	0.15476	0.15163	0.14863	0.14687	0.14495
Paris	0.15541	0.15576	0.15684	0.15791	0.15954
CDBonn	0.19606	0.18633	0.17611	0.16962	0.16205
MT	0.14856	0.15744	0.16808	0.17551	0.18487

Таблиця 3. χ^2 для A_{yy} (ІНПХ).

Потенціал	$\rho=0.01$	$\rho=0.1$	$\rho=0.2$	$\rho=0.5$	Ропер
NijmI	0.03689	0.06419	0.08541	0.11549	0.10727
NijmII	0.03454	0.07582	0.09681	0.12403	0.11377
Nijm93	0.04084	0.07351	0.09485	0.12520	0.11739
Reid93	0.03806	0.07744	0.09699	0.12310	0.11449
Argonne v18	0.03667	0.07567	0.09580	0.12260	0.11367
Paris	0.03476	0.07473	0.09602	0.12324	0.11162
CDBonn	0.03372	0.06975	0.09548	0.13409	0.12524
MT	0.03916	0.08299	0.10356	0.12666	0.11368

Таблиця 4. χ^2 для A_{yy} (модель обміну ω -мезоном).

Згідно з даними таблиці 2 очевидно, що чим менше значення параметра a , тим буде ближче змодельована крива A_y до експериментальних даних, тобто співвідношення спін-залежної і незалежної від спіну частин амплітуд $NN \rightarrow NN^*$ (2190) повинно становити 0.4ρ . І якщо параметр зростає, наприклад, від 0.4 до 1.1, тобто у 2.75 раза, то опис A_y погіршиться в 3–8 разів залежно від вибору потенціалу (найбільш чутливим до a буде CDBonn-потенціал, а менш чутливим – MT-модель).

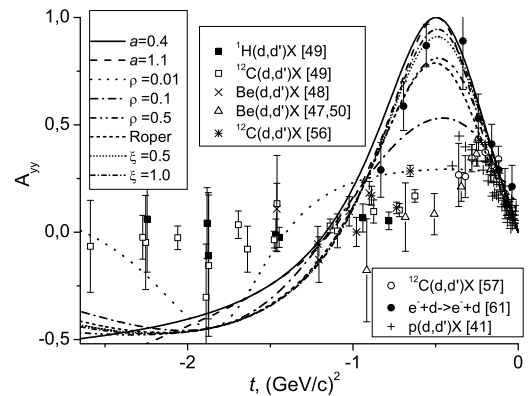


Рис. 13. Тензорна аналізуюча здатність A_{yy} в ІНПХ і моделі обміну ω -мезоном (потенціал Reid93).

Як зазначено вище, в ІНПХ тензорна компонента A_{yy} слабо залежить від параметра $P(a)$. І детальні розрахунки χ^2 це підтверджують (таблиці 3). Зрештою, найкращий опис буде, якщо $a = 1.1$ для більшості потенціалів. У моделі обміну ω -мезоном розрахунки A_{yy} є близькими за вибору $\rho = 0.5$ і для Ропер-резонансу (таблиці 4).

На рис. 13 показано наочне порівняння тензорної аналізуючої здатності A_{yy} для різних моделей. Причому в ІНПХ розрахунки вказані для найбільшого і найменшого χ^2 (якщо $a = 0.4$ і 1.1 відповідно), а в межах моделі обміну ω -мезоном, окрім підстановки па-

раметра ρ , застосований і Ропер-резонанс [54]. Для обміну ω -мезоном також наведені результати розрахунків для алгебраїчної колективної моделі [64–66], де параметр, який описує повздовжній і поперечний формфактори $a = a_0 \left(1 + \xi \frac{W-M}{M}\right)$, визначається нуклонною M і баріонною W масою. Параметр колективної моделі $0 < \xi < 1$ задано 0.5 і 1.0 [47, 54]. Порівняння A_{yy} здійснено для потенціалу Reid93.

На рис. 13 додатково наведені JINR дані [41] для p(d,d')X процесу за $p_d = 4.5; 5.5; 9$ GeV/c, які порівняно з попередніми дослідженнями [47, 57, 67] зміщені в бік високих імпульсів.

Модель \rightarrow	ІНПХ ($a=1.1$)			$A_{yy}^{(\max)}$ (модель обміну ω -мезоном)		
	Потенціал \downarrow	$A_{yy}^{(\max)}$	$A_y^{(\max)}$	$K_y^{(\max)}$	$\rho=0.1$	$\rho=0.5$
NijmI	0.99999	1.16509	0.68797	0.52411	0.80433	0.78208
NijmII	0.99986	1.11984	0.68793	0.53111	0.81093	0.78720
Nijm93	0.99998	1.14683	0.68797	0.52289	0.80335	0.78248
Reid93	0.99993	1.10534	0.68801	0.29332	0.81106	0.78759
Argonne v18	0.99998	1.10584	0.68805	0.53016	0.80993	0.78654
Paris	0.99999	1.11566	0.68845	0.53321	0.8125	0.78672
CDBonn	1.00000	1.43991	0.68676	0.50429	0.78648	0.77005
MT	0.99986	0.95557	0.68881	0.55797	0.83231	0.79911

Таблиця 5. Параметри поляризаційних спостережуваних.

Результати порівняння параметрів поляризаційних спостережуваних наведені в таблиці 5, де $A_{yy}^{(\max)}$, $A_y^{(\max)}$, $K_y^{(\max)}$ — максимальні значення величин. Зазначимо, що в ІНПХ асимптотика за $p \rightarrow 0$ буде $A_{yy}(0)=0$; $A_y(0) = 0$; $K_{yy}(0) = 2$; $K_y(0) = 2/3$. Характерний перетин нуля вказано в таких ділянках: для A_{yy} наявний одинарний перетин нуля за $|t_z| = 0.92 - 1.34$ (GeV/c)²; A_y двічі перетинає нуль у ділянці $|t_z| = 0.93 - 2.17$ (GeV/c)²; K_y перетинає нуль за $|t_z| = 0.38 - 0.42$ (GeV/c)². І тільки K_{yy} не перетинає нуля і приймає лише додатні значення. У моделі обміну ω -мезоном асимптотика за $p \rightarrow 0$ буде $A_{yy}(0) = 0$, а перетин нуля дещо зміщений у бік менших імпульсів для Ропер-резонансу порівняно з вибором $\rho = 0.1$ і є в інтервалі $|t_z| = 0.88 - 1.33$ (GeV/c)² і $0.92 - 1.39$ (GeV/c)² відповідно.

На практиці іноді зручніше використовувати саме парціальні перерізи σ_i або спін-фліп перерізи $\sigma_i^{(\text{sf})}$ [36, 68], які характеризуються перевертанням спіну і визначаються саме одержаними в цій роботі поляризаційними спостережуваними A_{yy} , K_{yy} , K_y :

$$\begin{cases} \sigma_0 = \frac{1}{6} (2 + 3K_y + K_{yy}); \\ \sigma_1 = \frac{1}{9} (4 - (A_{yy} + P_{yy}) - 2K_{yy}); \\ \sigma_2 = \frac{1}{18} (4 + 2(A_{yy} + P_{yy}) - 9K_y + K_{yy}); \end{cases} \quad (34)$$

$$\begin{cases} \sigma_0^{(\text{sf})} = \frac{1}{3} (-1 - 2A_{yy} + 6K_y); \\ \sigma_1^{(\text{sf})} = \frac{2}{3} (2 + A_{yy} - 3K_y); \\ \sigma_2^{(\text{sf})} = 0. \end{cases} \quad (35)$$

Зрештою поляризаційні спостережувані (34) можуть бути застосовані для визначення спінової структури процесу $\vec{I} + A \rightarrow \vec{I} + B$ і перерізу [69]

$$I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \left(1 + \frac{3}{2} \sum_j p_j A_j(\theta) + \frac{1}{3} \sum_{j,k} p_{jk} A_{jk}(\theta) \right),$$

де p_{ν} — компоненти вихідної поляризації:

$$p_{\nu} I(\theta, \varphi) = I_0(\theta) \left(P_{\nu}(\theta) + \frac{3}{2} \sum_j p_j K_j'(\theta) + \frac{1}{3} \sum_{j,k} p_{jk} K_{jk}'(\theta) \right);$$

а величини $A_j(\theta)$, $A_{jk}(\theta)$ — це аналізуючі здатності; $P_l(\theta)$ — вихідна поляризація (для неполяризованого падаючого потоку); $K_j^l(\theta)$, $K_{jk}^l(\theta)$ — вектор–векторний тензор–тензорні коефіцієнти передачі (переносу) поляризації.

У [60] наведені результати обчислень парціальних перерізів σ_i і спин-фліп перерізів $\sigma_i^{(sf)}$ за $a = 0.4$ для ХФД (3) для потенціалів NijmI, NijmII, Nijm93.

Перспективними є дослідження ізоскалярних спінових спостережуваних у квазіпружному дейтронному розсіянні [70]. Непружне розсіяння за 600 MeV векторних і тензорних поляризованих дейтронів було проведено за втрат енергії відповідного квазіпружного некогерентного розсіяння від індивідуальних нуклонів у мішенях CH_2 , CD_2 , C, Ca і Pb за фіксованих переданих імпульсів 345 і 500 MeV/c. Векторна A_y і тензорна A_{yy} аналізуючі здатності та векторна поляризація P_y розсіяних дейтронів були визначені на поляриметрі РОММЕ. Ці спостережувані комбінувалися, щоб визначити спінові векторні коефіцієнти передачі K_y і окремі перерізи σ_i .

Т. Сузукі [68, 71] отримав розклади на множники співвідношень між дейтронними спіновими спостережуваними та ізоскалярними функціями реакції для ядерних структурних обчислень, використовуючи імпульсне наближення плоскої хвилі. У [71] використовували тільки S-стан ХФД, а в [68] — додані ефекти D-стану. Дейтрон-нуклонна t -матриця в с.ц.м. складалась із компонент

$$t_{dN} = \alpha + \beta S_n + \gamma \sigma_n + \delta S_n \sigma_n + \varepsilon S_q \sigma_q + \zeta S_p \sigma_p + \eta Q_{qq} + \xi Q_{pp} + \kappa Q_{qq} \sigma_n + \lambda Q_{pp} \sigma_n + \mu Q_{nq} \sigma_q + \nu Q_{np} \sigma_p,$$

де σ — спінова матриця Паулі для нуклонів; $\alpha, \beta, \gamma, \dots, \nu$ — амплітуди, які роблять безпосередній внесок у спінові спостережувані і виражаються через дейтрон-нуклонні формфактори $g_i(p) = f(S_i^{(j)})$ [70]. Тут $S_i^{(j)}$ — елементарні сферичні та квадрупольні формфактори дейтрона (21) і (22).

VIII. ВИСНОВКИ

За отриманими коефіцієнтами аналітичної форми ХФД (2) в координатному зображенні для чотирьох потенціалів Неймегенської групи (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93) і одного потенціалу Аргонської групи (Argonne v18) розраховано поляризаційні спостережувані в реакціях типу $A(d,d')X$. Одержані результати порівнюються з теоретичними оцінками для інших трьох моделей (Paris [13], CD Bonn [15], MT [18]). У межах моделі плоскохвильового імпульсного наближення [36] розраховано теоретичні величини тензорної A_{yy} і векторної A_y аналізуючих здатностей. Також в ІНПХ оцінені теоретичні значення тензор-тензорної K_{yy} та вектор-векторної K_y передач поляризації, а згідно з моделлю обміну ω -мезоном — тензорна аналізуюча здатність A_{yy} та векторні (тензорні) коефі-

цієнти передачі поляризації $k_a^{a'}$ ($k_{aa}^{a'a'}$). Одержані теоретичні результати для аналізуючих здатностей порівнюються з експериментальними даними реакції непружного розсіяння дейтронів на водні, вуглеці та берилії і даними пружного процесу $e^- + d \rightarrow e^- + d$.

Узгодженість теоретичних оцінок аналізуючих здатностей з експериментальними даними у різних ділянках t -масштабування детально проаналізовано залежно від застосованої моделі опису $A(d,d')X$ -реакції та вибору потенціальної моделі.

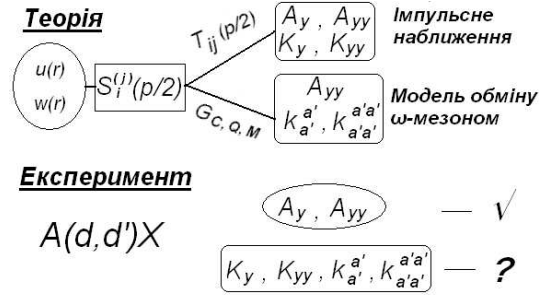


Рис. 14. Теорія й експеримент для поляризаційних характеристик $A(d,d')X$ -реакції

Отже, застосувавши ХФД з формфакторами $S_i^{(j)}$, в межах моделей ІНПХ та обміну ω -мезоном цілком можливо отримати поляризаційні характеристики в $A(d,d')X$ -реакції. Схематичне зображення цих теоретичних підходів та наявність експериментальних даних для поляризаційних спостережуваних зображено на рис. 14.

Отримані значення A_{yy} , K_{yy} , K_y можуть бути застосовані для оцінки парціальних перерізів σ_i або спин-фліп перерізів $\sigma_i^{(sf)}$ [36, 68]. Зрештою, перерізи σ_1 і σ_2 можна використати для розрахунку подвійного диференціального перерізу [72] залежно від спектрів енергії збудження для реакції $^{12}C(d,d')$ за $E_d = 270$ MeV та інтегровані до $\Theta_L = 2.5^0 - 7.5^0$, а також для зіставлення з експериментальними даними для набору тензорних і векторних коефіцієнтів передачі поляризації [73] для збудження 12.7 MeV 1^+ стану ^{12}C в непружному (d,d') -розсіянні за 393 MeV. У [73] наведені дані (поміж ними і для парціальних перерізів σ_i та спин-фліп перерізу $\sigma_1^{(sf)}$) для експериментальних установок РОММЕ та POLDER.

ХФД (2) для потенціалів Неймегенської і Аргонської груп можна застосувати для розрахунків тензорної та векторної аналізуючих здатностей і порівняння з їхніми експериментальними даними для реакції фрагментації дейтрона з імпульсом 9 GeV/c на ядрах водню і вуглецю за великих поперечних імпульсів протона [74]. Розрахунки треба провести в межах динаміки світлового фронту з використанням різних ХФД (поміж ними і з релятивістською ХФД). Також становить інтерес порівняльний аналіз між високоточними експериментальними результатами [75] за векторною A_y і тензорними A_{yy} , A_{xx} , A_{xz} аналізуючими здатностями реакції $dd \rightarrow ^3He$ з енергією дейтронів 200 MeV в повному кутовому діапазоні в с.ц.м і теоре-

тичними розрахунками в межах моделі багатократно-го розсіяння з використанням стандартних хвильових функцій для тринуклонного зв'язаного стану й дейтрона.

У теорії багаторазового дифракційного розсіяння (MDST), в α -кластерній моделі з дисперсією та дифракційній моделі перспективними є оцінки [76–78]

диференціального перерізу, аналізуючих здатностей $A_y(\theta)$, $A_{yy}(\theta)$, $A_{xx}(\theta)$, $A_{xz}(\theta)$ та коефіцієнтів передачі поляризації $K_{zz}^{z'z'}(\theta)$, $K_{zz}^{x'z'}(\theta)$, $K_z^{y'z'}(\theta)$ в пружному розсіянні дейтрона на ^{16}O , ^{12}C , ^4He за 400 і 700 MeV. Причому для апроксимації трьохчастинкової $n+p+A$ моделі одиночні \hat{F}_1 та подвійні \hat{F}_2 амплітуди розсіяння визначаються за ХФД.

-
- [1] V. I. Zhaba, preprint arXiv:nucl-th/1706.08306 (2017).
- [2] D. K. Hasell *et al.*, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **61**, 409 (2011); <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-1008-09-131956>.
- [3] G. I. Gakh *et al.*, J. Exp. Theor. Phys. **115**, 212 (2012); <https://doi.org/10.1134/S1063776112070060>.
- [4] J. J. Ethier *et al.*, Phys. Rev. C **89**, 065203 (2014); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.065203>.
- [5] D. M. Nikolenko *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **73**, 1322 (2010); <https://doi.org/10.1134/S1063778810080065>.
- [6] E. M. Darwish *et al.*, Braz. J. Phys. **48**, 168 (2018); <https://doi.org/10.1007/s13538-018-0559-7>.
- [7] A. A. Temerbayev, Yu. N. Uzikov, Phys. Atom. Nucl. **78**, 35 (2015); <https://doi.org/10.1134/S1063778815010184>.
- [8] K. Sekiguchi *et al.*, Phys. Rev. C **96**, 064001 (2017); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.064001>.
- [9] B. V. Przewoski *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 064003 (2006); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.064003>.
- [10] D. Mchedlishvili *et al.*, Nucl. Phys. A **977**, 14 (2018); <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.05.006>.
- [11] A. Deltuva, A. C. Fonseca, Phys. Rev. C **81**, 054002 (2010); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.054002>.
- [12] G.I. Gakh *et al.*, Phys. Rev. C **90**, 064901 (2014); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.064901>.
- [13] M. Lacombe *et al.*, Phys. Lett. B **101**, 139 (1981); [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(81\)90659-6](https://doi.org/10.1016/0370-2693(81)90659-6).
- [14] R. Machleidt, Adv. Nucl. Phys. **19**, 189 (1989); <https://doi.org/10.1007/978-1-4613-9907-0>.
- [15] R. Machleidt, Phys. Rev. C **63**, 024001 (2001); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.63.024001>.
- [16] Y. Fujiwara *et al.*, Phys. Rev. C **65**, 014002 (2001); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.65.014002>.
- [17] K. Fukukawa *et al.*, Phys. Rev. C **92**, 065802 (2015); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.92.065802>.
- [18] A. F. Krutov, V. E. Troitsky, Phys. Rev. C **76**, 017001 (2007); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.76.017001>.
- [19] S. B. Dubovichenko, Phys. Atom. Nucl. **63**, 734 (2000); <https://doi.org/10.1134/1.855700>.
- [20] Yu. A. Bereznoy *et al.*, Int. J. Mod. Phys. E **14**, 1073 (2005); <https://doi.org/10.1142/S021830130503697>.
- [21] V. I. Zhaba, J. Phys. Stud. **20**, 3101 (2016).
- [22] V. I. Zhaba, Nucl. Phys. Atom. Energy **17**, 22 (2016); <https://doi.org/10.15407/jnpae2016.01.022>.
- [23] V. I. Zhaba, Mod. Phys. Lett. A **31**, 1650139 (2016); <https://doi.org/10.1142/S021773231650139X>.
- [24] M. N. Platonova, V. I. Kukulin, Phys. Atom. Nucl. **73**, 86 (2010); <https://doi.org/10.1134/S1063778810010114>.
- [25] V. M. Krasnopol'sky *et al.*, Phys. Lett. B **165**, 7 (1985); [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)90680-X](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)90680-X).
- [26] V. G. J. Stoks *et al.*, Phys. Rev. C **49**, 2950 (1994); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.49.2950>.
- [27] E. R. Arriola, M. P. Valderrama, Eur. Phys. J. A **31**, 549 (2007); <https://doi.org/10.1140/epja/i2006-10294-2>.
- [28] Yu. A. Bereznoy *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **69**, 947 (2006); <https://doi.org/10.1134/S1063778806060056>.
- [29] M. Garcon, J. W. Van Orden, Adv. Nucl. Phys. **26**, 293 (2001); https://doi.org/10.1007/0-306-47915-X_4.
- [30] J. J. de Swart *et al.*, preprint arXiv:nucl-th/9509032 (1995).
- [31] NN-Online. Deuteron wave functions; <http://nn-online.org/NN/>.
- [32] M. Lacombe *et al.*, Phys. Rev. C **21**, P. 861 (1980); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.21.861>.
- [33] R. B. Wiringa *et al.*, Phys. Rev. C **51**, 38 (1995); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.51.38>.
- [34] D. R. Entem, R. Machleidt, Phys. Rev. C **68**, 041001 (2003); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.68.041001>.
- [35] C. Downum *et al.*, AIP Conf. Proc. **1257**, 538 (2010); <https://doi.org/10.1063/1.3483388>.
- [36] V. P. Ladygin, N. B. Ladygina, Phys. Atom. Nucl. **65**, 182 (2002); <https://doi.org/10.1134/1.1446569>.
- [37] J. S. Al-Khalili *et al.*, Phys. Rev. C **41**, 806 (1990); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.41.R806>.
- [38] E.J. Stephenson *et al.*, Annual Scientific and Technical Report, 1981, p. 95-97.
- [39] M. Yahiro *et al.*, Prog. Theor. Phys. Suppl. **89**, 32 (1986); <https://doi.org/10.1143/PTPS.89.32>.
- [40] Y. Satou *et al.*, Phys. Lett. B **549**, 307 (2002); [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(02\)02957-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(02)02957-X).
- [41] F. Lehar, Fiz. Elem. Chast. Atom. Yadra **36**, 955 (2005).
- [42] L. V. Malinina *et al.*, Phys. Rev. C **64**, 064001 (2001); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.64.064001>.
- [43] F. T. Baker *et al.*, Nucl. Phys. A **250**, 79 (1975); [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(75\)90201-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(75)90201-8).
- [44] K. Hatanaka *et al.*, Nucl. Phys. A **403**, 109 (1983); [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(83\)90192-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(83)90192-6).
- [45] P. Chau Huu-Tai, J. Phys.: Conf. Ser. **312**, 082018 (2011); <https://doi.org/10.1088/1742-6596/312/8/082018>.
- [46] L. S. Azhgirey *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **62**, 1673 (1999).
- [47] V. P. Ladygin *et al.*, Eur. Phys. J. A **8**, 409 (2000); <https://doi.org/10.1007/s100500070095>.
- [48] L. S. Azhgirey *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **68**, 991 (2005);

- <https://doi.org/10.1134/1.1954825>.
- [49] V. P. Ladygin *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **69**, 852 (2006); <https://doi.org/10.1134/S1063778806050073>.
- [50] L. S. Azhgirey *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **64**, 1961 (2001); <https://doi.org/10.1134/1.1423746>.
- [51] M. N. Platonova, V. I. Kukulin, Phys. Rev. C **81**, 014004 (2010); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.014004>.
- [52] V. I. Zhaba, World Scientific News **87**, 222 (2017).
- [53] M. P. Rekaló, E. Tomasi-Gustafsson, Phys. Rev. C **54**, 3125 (1996); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.54.3125>.
- [54] E. Tomasi-Gustafsson *et al.*, Phys. Rev. C **59**, 1526 (1999); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.59.1526>.
- [55] E. Tomasi-Gustafsson, M. P. Rekaló, arXiv:nucl-th/0007006v1 (2000).
- [56] S. V. Afanasiev *et al.*, JINR Rapid Commun. No. 2[88]-98, 5 (1998).
- [57] L. S. Azhgirey *et al.*, JINR Rapid Commun. 2[88]-98, 17 (1998).
- [58] A. P. Kobushkin, Phys. Lett. B **421**, 53 (1998); [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(97\)01602-X](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(97)01602-X).
- [59] L. S. Azhgirey, N. P. Yudin, Phys. Atom. Nucl. **63**, 2184 (2000); <https://doi.org/10.1134/1.1333887>.
- [60] V. I. Zhaba, Mod. Phys. Lett. A **33**, 1850160 (2018); <https://doi.org/10.1142/S0217732318501602>.
- [61] M. Garçon *et al.*, Phys. Rev. C **49**, 2516 (1994); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.49.2516>.
- [62] R. Bijker, A. Leviatan, arXiv:nucl-th/9906093v1 (1999).
- [63] E. Tomasi-Gustafsson, M. P. Rekaló, arXiv:nucl-th/0009052v1 (2000).
- [64] R. Bijker *et al.*, Ann. Phys. (N.Y.) **236**, 69 (1994); <https://doi.org/10.1006/aphy.1994.1108>.
- [65] R. Bijker *et al.*, Phys. Rev. C **54**, 1935 (1996); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.54.1935>.
- [66] R. Bijker *et al.*, Phys. Rev. D **55**, 2862 (1997); <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.55.2862>.
- [67] L.S. Azhgirey *et al.*, Phys. Lett. B **361**, 21 (1995); [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(95\)01160-R](https://doi.org/10.1016/0370-2693(95)01160-R).
- [68] T. Suzuki, Nucl. Phys. A **577**, 167 (1994); [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(94\)90851-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)90851-6).
- [69] G. G. Ohlsen, Rep. Prog. Phys. **35**, 717 (1972); <https://doi.org/10.1088/0034-4885/35/2/305>.
- [70] M. D. Holcomb *et al.*, Phys. Rev. C **57**, 1778 (1998); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.57.1778>.
- [71] T. Suzuki, Prog. Theor. Phys. **86**, 1129 (1991); <https://doi.org/10.1143/PTP.86.1129>.
- [72] Y. Satou *et al.*, Phys. Lett. B **521**, 153 (2001); [https://doi.org/10.1016/S0370-2693\(01\)01202-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(01)01202-3).
- [73] C. Furget *et al.*, Phys. Rev. C **51**, 1562 (1995); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.51.1562>.
- [74] L. S. Azhgirey *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **71**, 264 (2008); <https://doi.org/10.1007/s11450-008-2006-7>.
- [75] A. K. Kurilkin *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **78**, 918 (2015); <https://doi.org/10.1134/S1063778815080086>.
- [76] V. P. Mikhailyuk *et al.*, Nucl. Phys. Atom. Energy **12**, 145 (2011).
- [77] V. P. Mikhailyuk *et al.*, Nucl. Phys. Atom. Energy **12**, 221 (2011).
- [78] Yu. A. Berezhnoy *et al.*, Phys. Rev. C **90**, 014611 (2014); <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.014611>.

DEUTERON WAVE FUNCTION AND POLARIZATION CHARACTERISTICS OF A(d,d')X REACTION

V. I. Zhaba

*Uzhgorod National University, Department of Theoretical Physics,
54, Voloshyna St., Uzhgorod, UA-88000, Ukraine
e-mail: viktorzh@meta.ua*

Polarization observables of A(d,d')X reactions have been calculated based on the obtained coefficients of the analytical form for the deuteron wave function in the coordinate representation for nucleon-nucleon Nijmegen group potentials (NijmI, NijmII, Nijm93, Reid93) and Argonne v18 potential. The calculated values of tensor A_{yy} and vector A_y analyzing powers have been compared with the experimental data at t -scaling for the inelastic scattering of deuterons on hydrogen, carbon and beryllium. The formalization of the description of polarization characteristics in the models of the plane-wave impulse approximation and ω -meson exchange was used for the theoretical description. In the plane-wave impulse approximation, theoretical values of tensor-tensor K_{yy} and vector-vector K_y polarization transfers have been calculated, and in ω -meson exchange model, vector and tensor polarization transfer coefficients have also been calculated. Within the framework of the ω -meson exchange model, we also present the results of A_{yy} for the Roper resonance and for the algebraic collective model. The obtained data for the polarization observables are additionally compared with the theoretical estimates for the other three potential models (Paris, CDBonn and MT). The agreement between the theoretical estimates of the analyzing powers and the experimental data in various areas of t -scaling is analyzed in detail, depending on the model used to describe the A(d,d')X reaction and on the choice of the potential model. Subsequently, the resulting values A_{yy} , K_{yy} , K_y can be used to find partial and spin-flip cross sections, as well for the description of the double differential cross section for known excitation energy spectra in $^{12}\text{C}(d,d')$ reaction.